DIE NATURWISSENSCHAFTEN

Herausgegeben von

Dr. Arnold Berliner und Prof. Dr. August Pütter

Fünfter Jahrgang. 31. August 1917. Heft 35.

Die Lothringer Eisenerze und ihre Bedeutung in Krieg und Frieden.

Vortrag, gehalten an der Westfront im Auftrage der wirtschaftlichen Aufklärung Metz.

Von Geh. Bergrat Prof. Dr. F. Frech, Breslau.

1. Geologisches Vorkommen, Abbau und Verteilung der Erze.

Das *reichste Eisenerzlager Europas*, ja wahrscheinlich der ganzen Erde, liegt in der Westhälfte der lothringischen Stufenlandschaft, die nach dem kleinen Kreisort (früher sous-préfecture) Französisch-Lothringens als das Plateau von Briey (ausgesprochen Bri) bezeichnet wird. Der schmale, zu Deutschland gehörende Streifen dieser Hochfläche im Westen der Mosel, vor allem aber der unmittelbar mit ihm zusammenhängende französische Anteil birgt die ausgedehnten, überall mehrere Meter mächtigen Schichten eines rogensteinartigen (oolithischen), phosphorhaltigen Brauneisenerzes, das allgemein als Minette bezeichnet wird.

Um etwa 300 m erhebt sich der höchste nordöstliche Teil der Hochfläche über die etwa 150 m hohe Moselebene. Hier im Nordosten greifen die Eisenerzlager nach Luxemburg hinüber, während Belgien nur mit einigen hundert Hektar an dem Reichtum teilnimmt. Die gesamte Fläche der bauwürdigen Erze umfaßt nach *Kohlmann*[1]) 70—80 000 ha; davon entfallen 40—50 000 ha zwischen Longwy und dem Ornetal auf das französische Departement Meurthe et Moselle, 27—28 000 ha auf Deutsch-Lothringen und 2500 ha auf das Großherzogtum Luxemburg.

Auf einer von Metz[1]) aus ziemlich genau westwärts ziehenden, die Grenze verquerenden Linie nimmt die Mächtigkeit und der Eisengehalt der Minette derart ab, daß sie für bergmännische Gewinnung nicht mehr in Frage kommt; nach einer Unterbrechung von etwa 30 km werden dieselben Schichten in der Gegend von Nancy noch einmal bauwürdig. Doch läßt sich die Bedeutung dieses isolierten Vorkommens nicht mit dem nördlichen, zwischen Conflans, Briey und Longwy auf der französischen, zwischen Metz, Feutsch, Deutsch-Oth und Differdingen auf deutscher Seite liegenden Erzreviere vergleichen.

Die Minette führenden Schichten treten am Fuß des ziemlich steilen Abfalles der Hochfläche von Briey gegen das Moseltal zutage. Die Entstehung der Senke des Moseltales beruht auf der leichten Zersetzbarkeit der tonigen Schichten des Unterjura oder Lias, der Steilabfall auf der größeren Härte des kalkigen Mitteljura oder Dogger. Die Minette selbst gehört dem unteren Dogger, der Steilabfall dem vorwiegend kalkigen Mitteldogger an.

Das flache, nur 2—3° betragende Einfallen der gesamten Schichten nach SW entspricht der Neigung des gesamten Gebirges nach der Isle de France, d. h. nach Paris, das in der Mitte der sanft geneigten nordfranzösischen Mulde liegt. Dagegen deutet das Auftauchen immer älterer Schichten nach Osten und Nordosten auf das alte Gebirge hin, in dessen Mitte der deutsche Rhein dem deutschen Meere zufließt. Demnach ist im Untergrund des Landes so wenig wie an dessen Oberfläche eine „natürliche Grenze" vorhanden. Nur der politische Einfluß, d. h. die Macht, vermag die Zugehörigkeit des Grenzlandes Lothringen zu bestimmen, dessen großer Teil übrigens bis gegen das Ende des 18. Jahrhunderts zum alten Deutschen Reich gehört hat. Auch rein völkische Gesichtspunkte treten bei dem Versuch einer Grenzbestimmung angesichts des bunten, ganz vorwiegend italienisch gefärbten Gemenges (Fig. 5) zurück, aus dem sich die Industriebevölkerung des Brieybezirkes zusammensetzt.

Der untere, die Minettelager enthaltende Dogger beginnt am Fuß der durch Täler tief zerfurchten Hochfläche mit den Schichten der Trigonia navis und des Harpoceras Murchisonae. Sandiger Mergel, der *untere* Mergel der Bergleute, unterlagert die Eisenerze und bildet den Unterteil der Zone der Trigonia navis; seine Mächtigkeit ist im Norden, wo er 20 m stark wird, größer als im Süden. Der sandige Mergel geht ohne scharfe Grenze in die eigentliche Minetteformation (= Oberteil der Zone der Trig. navis) über, in der die Erzlager mit mildem Sandstein, Kalk und Mergel wechseln. Die Mächtigkeit des Minettehorizontes ist in O und S mit 10—20 m geringer als im W, wo sie bei Aumetz — also nahe der Grenze — bis auf 60 m anschwillt; der Mittelwert ist etwa 50 m. Auch die Zahl der einzelnen Erzschichten wechselt zwischen 1 und 10. Einen Mittelwert stellt das reiche Vorkommen von Hayingen mit 4 bauwürdigen Erzlagern dar.

Als Beispiel gebe ich 2 Profile, und zwar:

1. den Durchschnitt aus dem de Wendelschen Bergwerk *Hayingen* bei Diedenhofen und

[1]) Ich entnehme die folgenden Angaben der ausgezeichneten Abhandlung des Kaiserlichen Bergrats *Dr. Kohlmann* (Diedenhofen) „Die neuere Entwicklung des lothringischen Eisenerzbergbaues", Stahl und Eisen, Düsseldorf 1911, Nr. 11, 12 und 14.

2. aus dem Tagebau *Hussigny* der Grube Godbrange bei Longwy, wo das graue Lager in besonderer Mächtigkeit entwickelt ist.

Die zweite Übersicht gewinnt dadurch an Wert und Anschaulichkeit, daß durch die Umsicht der deutschen Grubenverwaltung auch die genaue chemische Zusammensetzung jedes einzelnen Lagers beigefügt wurde.

Maßgebend für die *Einteilung* der *Eisenerzlager* Lothringens sind die geologischen Untersuchungen *Beneckes*[1]), der die Lagerungsverhältnisse und Versteinerungen durch Jahrzehnte eingehend untersucht hat. Die folgenden zwei Übersichten zeigen zunächst die vollständigste Entwicklung der 10 übereinander lagernden Minetteschichten und sodann die Einteilung der gesamten Grenzhorizonte des Schwarzen und Braunen Jura in Lothringen, denen die entsprechenden Schichtengruppen Schwabens gegenübergestellt sind (S. 556, unten rechts).

Die Erzlager[1]) sind lokale Bildungen, die nicht

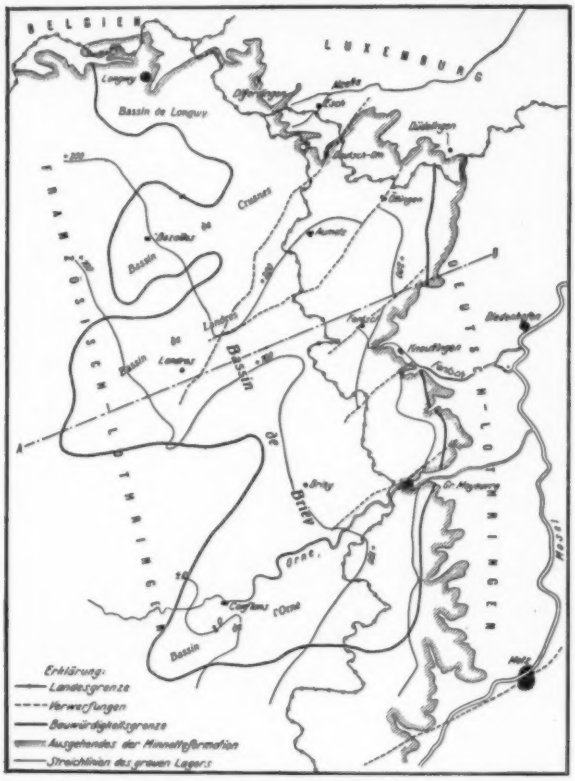


Fig. 1. Übersichtskarte des Minettereviers in Lothringen zu beiden Seiten der deutsch-französischen Grenze. Nach *Kohlmann*.

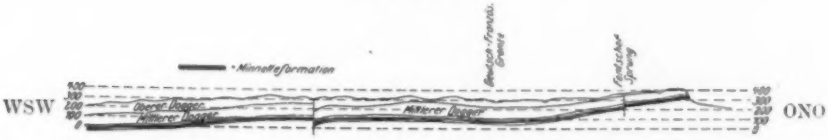


Fig. 2. Übersichts-Profil des Minettereviers nach Linie *A—B*. Nach *Kohlmann*.

[1]) *E. W. Benecke*, Überblick über die paläontologische Gliederung der Eisenerzformation in Deutsch-Lothringen und Luxemburg. Besonderer Abdruck aus den Mitteilungen d. geol. Landesanstalt v. Elsaß-Lothringen Bd. *V*, Heft 3. Straßburg i. E. 1901. S. 145.

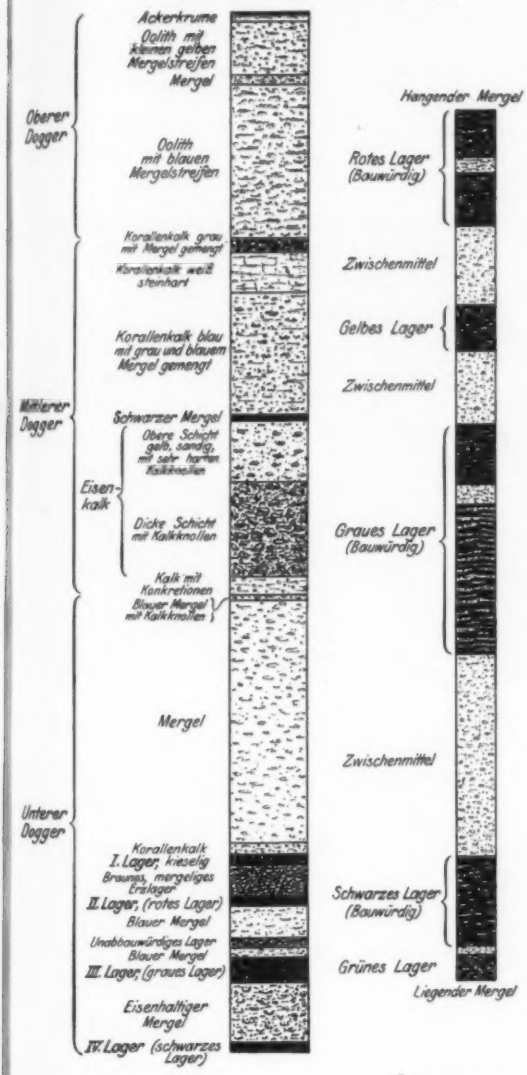
Allgemeine Übersicht der Lothringer Schichtenfolge.

Bergwerk „De Wendel", Hayingen bei Diedenhofen.

Südfeld, Luftschacht bei Rangwall.

Schnitt durch die Erzformation mit den überlagernden Doggerschichten.

Links: Gesamte Schichten,
rechts: Einzelgliederung der Erzlager.



einmal durch ein eng begrenztes Gebiet gleichartig anhalten. Zuweilen sind sie durch unbauwürdige Anhäufungen von Eisenoolithen angedeutet, zuweilen fehlt jede Spur derselben.

		Mächtigkeit
Oberer Dogger	Ackerkrume	1,00
	Oolith mit kleinen gelben Mergelstreifen	6,80
	Mergel	1,20
	Oolith mit blauen Mergelstreifen	19,35
Mittlerer Dogger	Korallenkalk, grau, mit Mergel gemengt	1,65
	Korallenkalk, weiß, sehr hart	5,00
	Korallenkalk, grau, mit grauem und blauem Mergel gemengt	15,40
	Schwarzer Mergel	0,60
	Eisenkalk: Obere Schicht gelb, sandig, mit sehr harten Kalkknollen	8,00
	Eisenkalk: Dicke Schicht mit Kalkknollen	12,00
	Kalk mit Konkretionen	2,20
Unterer Dogger	Blauer Mergel mit Kalkknollen	0,80
	Mergel (Wengader)	30,73
	Korallenkalk	1,44
	I. *Lager* (kieselig)	1,32
	Braunes, mergeliges Erzlager	4,02
	II. *Lager (rotes* Lager)	1,35
	Blauer Mergel	4,07
	Unabbauwürdiges Lager	1,10
	Blauer Mergel	1,35
	III. *Lager (graues* Lager)	2,80
	Eisenhaltiger Mergel	8,00
	IV. *Lager (schwarzes* Lager)	0,80

Bergwerk „De Wendel" bei Diedenhofen.

Nordfeld.

Schnitt durch die Erzformation.

Hangender Mergel:

Rotes Lager (bauwürdig)	2,900
Zwischenmittel	2,050
Gelbes Lager	1,150
Zwischenmittel	1,850
Graues Lager (bauwürdig)	5,800
Zwischenmittel	5,200
Schwarzes Lager (bauwürdig)	2,270
Grünes Lager	

Liegender Mergel.

Über der Minette führenden Schichtengruppe mit ihren buntfarbigen Gesteinen folgt ein dunkelblauer, ziemlich reiner Mergel, der *hangende* Mergel der Bergleute [1]). Der 20—30 m

[1]) Vergl. Übersichtskarte der Eisenerzfelder des westlichen Deutsch-Lothringen, 1 : 80 000, herausgege-

Geologische Beschaffenheit der Minetteformation in den Tagebauen Hussigny des Bergwerkes Godbrange bei Longwy.

	Mächtigkeit in Metern		Fe	SiO_2	CaO
Kalkige Minette					
Oberer Kalk .	2.86	a 0,41	21,20	6,70	29
		b 1,20	27,90	12.60	19
		c 1,25	23,70	13,86	22,40
Nebengestein .	4,10	d 0,30	24,10	13,22	21,90
		e 1,55	21,80	19,84	20,10
		f 0,75	19,90	10,74	27,90
		g 0,70	16,30	9,44	32,30
		h 0,80	23,40	15,30	21,70
Kreuzgeschichteter unterer Kalk	2,65	i 1,30	33,70	10,30	14,40
		j 1,35	15.70	6,62	34.50
Kieselige Minette					
Rotes Lager . .	5,53	k 1,40	28,—	11,60	19,40
		l 0,72	33,70	17,76	9,10
		m 2,81	34,—	16,74	10,70
		n 0,60	29,80	19.82	13,50
Graues Lager .	3,33	o 1,53	29,—	21,04	12,10
		p 1,80	30,10	18,16	14,10
Graues Lager .	3,43	q 2,22	36,60	22,10	4,70
		r 0,41	23.60	16,86	20,20
		s 0,80	28,70	15,10	8,90
Schwarzes Lager	2,76	t 1,40	41,10	12,60	6,10
		u 1,36	41,10	15,60	4,50
Schwarzes Lager	0,85	v 0,50	39,70	19,10	4,—
		v 0,35	31,90	16.70	12.—
Nebengestein .	0,08	w 0,80			
Grünes Lager .		x 1,50	37,40	18,—	5,—

Reihenfolge der Hauptlager[1]) *der lothringischen Minette:*

	Mächtigkeit in Metern	
1.	2,4	Mittel, –
	2,0	rot-sandiges Lager,
2.	2,3	Mittel,
	2.2	oberes rot-kalkiges Lager,
3.	2,5	Mittel,
	3.3	unteres rot-kalkiges Lager, rotes Lager von Esch,
4.	1,5	Mittel,
	4,0	rotes Lager von Oberkorn,
5.	2,3	gelbes Lager von Düdelingen,
6.	1,0	Mittel,
	1,8	gelbes Lager, Algringen,
7.	5,3	Mittel,
	4,0	graues Lager,
8.	2,2	Mittel,
	3,4	braunes Lager,
9.	2,0	Mittel,
	2,5	schwarzes Lager,
10.	2,0	grünes Lager.

Vergleich von Lothringen und Schwaben.

Lothringen	Erzlager		Schwaben
Kalke m. Belemn. gingensis und Gryphaea sublobata		Dogger	Zone des Hammatoceras Sowerbyi
Hangender Mergel mit Knollen			
Sch. m. Harpoc. Murchisonae	Rot - sandiges Lager		Zone des Harp. Murchisonae
Sch. mit Dumort. subundulata u. Lioc. opalinum	Rot - kalkiges Lager Rotes Lager (Oberkorn). Gelbe Lager und graues Lager (Dtsch. Oth, Esch)		Zonen der Trignavis und des Lytoceras torulosum
Sch. mit Dumort. Levesquei	Schwarzes Lager (Oberkorn)		Zone des Lytoceras jurense[1])
Sandstein mit Harpoc. fallaciosum		Lias	
Tone m. Harpoc. striatulum	Nach oben sandige Mergel (liegender Mergel) Nach unten Knollen		Zone der Posid. Bronni
Schichten mit Posidonomya Bronni	Nach oben Knollen Bituminöse Schiefer unten		
Schichten mit Amalth. spinatus			Zone d. Amalth. spinatus

ben von der Direktion der geologischen Landes-Untersuchung von Elsaß-Lothringen, 4. Aufl., Straßburg 1905. Hierzu: Verzeichnis der im westlichen Deutsch-Lothringen verliehenen Eisenerzfelder, 5. Aufl., Straßburg 1910. — *Ch. Limpach*, Carte industrielle du bassin-minier lorrain-luxembourgeois 1 : 50 000, Luxembourg 1908.

L. van Werveke: Profile zur Gliederung des reichsländischen Lias und Doggers und Anleitung zu einigen geologischen Ausflügen in den lothringisch-luxemburgischen Jura. — Mitteil. Geol. Landesanstalt von Els.-Lothr., Bd. *V*, Heft 3, 165—246, mit 15 Zinkographien und 5 Tafeln. Vergl. S. 244. — *L. van Werveke*, Bemerkungen über die Zusammensetzung und die Entstehung der lothringisch-luxemburgischen Eisenerze (Minetten). — Mitteil. Geol. L.-A. v. Els.-Lothr., Bd. *V*, Heft 4, S. 275—301. Vergl. S. 297.

Max von Kornatzki, Die Eisen- und Kohlenindustrie in Südwestdeutschland und den angrenzenden Staaten mit dem dortigen Eisenerzbau, 1 : 125 000, Charlottenburg 1912. — Über die in 1905 durch Betrieb erschlossenen Gebiete geben die Blätter Mettendorf und Metz der Karte der nutzbaren Lagerstätte von Deutschland Aufschluß. Diese Karten geben die Menge der Eisenerzförderung in 1905 für Lothringen zu 11 968 000 und für Luxemburg zu 6 595 860 Tonnen mit Werten von 32 190 000 und 13 211 000 Mark an.

[1]) Der Vergleich mit Schwaben ist nach *Beucke* nicht scharf durchzuführen, da in den dortigen wenig mächtigen Jurensisschichten sowohl Dumortierien als auch Harpoc. striatulum vorkommen.

mächtige hangende Mergel ist ebenso wasserundurchlässig wie der liegende und sammelt daher die gesamten Wassermengen des klüftigen, kalkigen und daher durchlässigen Mittel- und Oberdoggers.

Die *Wasserverhältnisse*, welche für die Kosten des Bergbaues ungemein wichtig sind, erscheinen insofern günstig, als die Minettegruppe von zwei undurchlässigen Mergellagern eingeschlossen wird. Nur die Sprünge oder Verwerfungen bahnen den über dem hangenden Mergel angesammelten Wassermengen den Weg in die zum Abbau vorgerichteten Strecken. Doch sind die von SW nach NO verlaufenden Sprünge weder besonders zahlreich noch tief einschneidend (wie das Profil erkennen läßt). Von den Verwerfungen besitzt der Deutsch Other Sprung mit 120 m das größte Ausmaß.

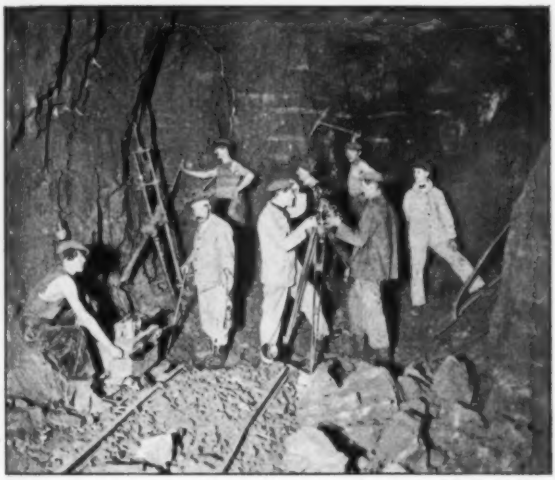


Fig. 3. Elektrischer Bohrbetrieb in Joudreville. (Man beachte die hellen Kalkeinlagerungen.)

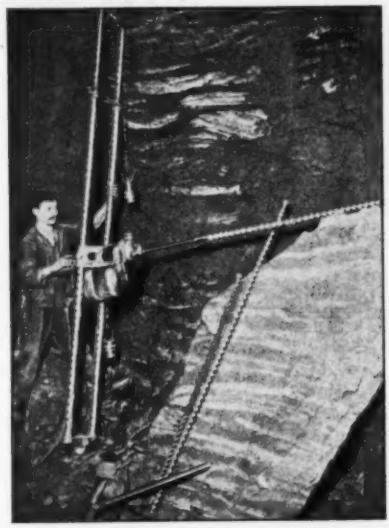


Fig. 4. Elektrisch angetriebene Drehbohrmaschine mit angebautem Motor. (Die hellen Kalkanlagerungen im Minetteerz treten deutlich hervor.)

2. Zusammensetzung und Aufschließung der Erze.

Die Minette besteht chemisch und mineralogisch aus kleinen, mit dem Auge eben noch wahrnehmbaren Brauneisenstein- (Eisenoxydhydrat-) Körnern (Oolithen), die durch kalkiges, kieseliges oder toniges Bindemittel mehr oder weniger fest verkittet sind. Je nach dem Vorwiegen des Kalkes oder des Kiesels unterscheidet man die kalkige oder kieselige Minette. Beide sind bauwürdig; nur vorherrschender Ton macht das Erz zur Verhüttung ungeeignet. Die je nach der Beschaffenheit der Grundmasse wechselnde Härte der Minette ist stets geringer als die des Kalkes, was die Erzgewinnung wesentlich erleichtert. Selten ist das Minettelager rein, meist sind hell gefärbte Nester, Nieren oder unregelmäßig begrenzte Bänke von Kalk eingelagert. Die Zunahme des Kalkes bedingt eine Vertaubung, seine Abnahme eine Veredelung, d. h. dasselbe Lager wird unbauwürdig oder bauwürdig.

Die regellose Zu- oder Abnahme des Kalkes sowie die oolithische, d. h. aus konzentrischen Lagen aufgebaute Zusammensetzung der Erzkörner lassen wohl keinen Zweifel darüber, daß das Minettelager gleichzeitig mit den übrigen Schichten des gleichen Verbandes, d. h. syngenetisch im Meere abgelagert worden ist.

Die Lager sind, wie *L. van Werveke* überzeugend nachweist [1]), eine Bildung des flachen küstennahen Meeres. Bäche und Flüsse führten eisenhaltiges Wasser zu, aus denen das Eisen sich in verschiedener Form niederschlug, als Karbonat, als Schwefelkies und Magnetit, in den oberen Lagern auch als Oxydhydrat.

Aus der unregelmäßigen Beimengung von Kalk, der entweder ausgeschieden oder in dem Erze belassen wird, erklären sich die zum Teil widerspruchsvollen Angaben über den Eisenreichtum der einzelnen Lager und Gruben. Der ausgeschiedene Kalk, der bis zu 25 % Eisen enthalten kann, findet übrigens zum Teil als Zuschlag bei der Verhüttung kieseliger Erze Verwendung.

Die Bestandteile der bauwürdigen Minettelager schwanken, wie sich aus dem Vorstehenden ergibt, zwischen weiten Grenzen. *Kohlmann* gibt die folgenden Mittelwerte an:

[1]) Ergebnisse der geologischen Forschungen in Elsaß-Lothringen. Schriften der Wissenschaftlichen Gesellschaft in Straßburg. Heft 28. 1916. S. 47.

	Kalkige Minette	Kieselige Minette
Fe . . .	26—40 %	30—40 %
CaO . .	8—20 %	4—10 %
SiO_2 . .	4—8 %	8—15 %
Al_2O_3 . .	2—6 %	2—8 %
P_2O_5 . .	1,5—2 %	1,5—2 %

Wie die Zusammensetzung der Minette, schwankt die Beschaffenheit der aus mildem Sandstein, Mergel, Kalk (Muschelkalk) bestehenden Zwischenlager (Zwischenmittel). Nicht nur bei dem Hauptlager, dem grauen Lager, sondern auch bei den hangenden Erzschichten ist der Kalk als Dach (Hangendes) häufig und wegen der leichten Abstützbarkeit erwünscht, dagegen ist das Auftreten des leicht verwitternden, brüchigen Mergels für den Abbau gefährlich.

Während die Zahl der überhaupt vorhandenen Erzschichten — wie erwähnt — von einem, dem stets vorhandenen grauen Lager, bis auf 10 steigt,

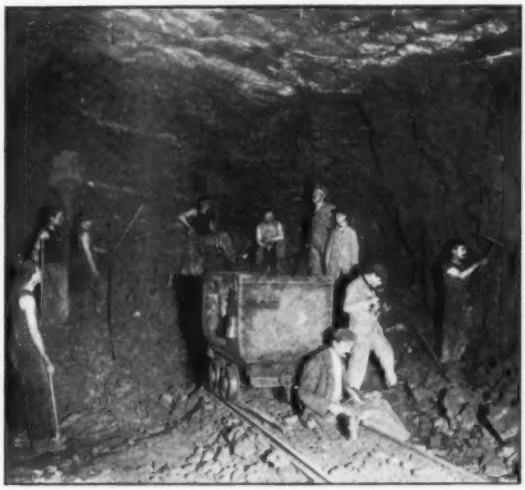


Fig. 5. Abbau mit dem Preßlufthammer. (Man beachte das typisch-italienische Aussehen der ganz rechts stehenden Arbeiter.)

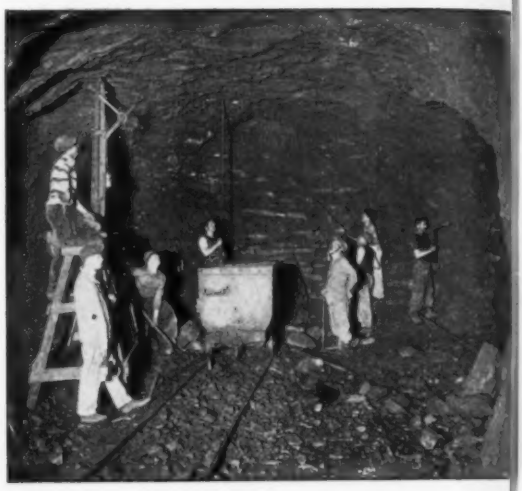


Fig. 6. Handbohrbetrieb im Minettelager. (Graues Lager.) Die schmalen, linsenförmigen, hellen Streifen zeigen den der Minette eingelagerten Kalk.

Fig. 7. Stützen des Daches mittels Stempels. Der „Stempel" ist eine T-förmig gestaltete Holzstütze, welche das Dach des Erzlagers solange festhält, bis der Abbaubetrieb sein Ende erreicht hat. Nach Entfernung des gesamten Erzes geht die Strecke zu Bruche und die Tagesoberfläche senkt sich dementsprechend.

sind bauwürdige Lager durchschnittlich in der Zahl von 2 bis 4 vorhanden; ihre gesamte Mächtigkeit schwankt zwischen 4—6 m. Das graue Lager besitzt von allen die größte Verbreitung, die bedeutendste — allein bis 6 m ansteigende — Mächtigkeit und die günstigste Zusammensetzung. Die 6-m-Mächtigkeit findet sich nur im Bezirk von Briey, wo die „edle" Minetteentwicklung in zwei Buchten nach SW vorspringt (s. Karte). Die Nordhälfte des Brieyreviers mit der breiten, nach W und SW vorspringenden Bucht ist der Bezirk von Landres und Joudreville, die Südhälfte mit der spitzen SW-Bucht der Bezirk der Orne mit Conflans, Droitaumont, Jarny, Homécourt und Joeuf. In Französisch-Lothringen ist das graue Lager südlich des Breitengrades von Diedenhofen kalkig, nördlich kieselig entwickelt. Hier unterscheidet man das zuletzt erschlossene, von dem Bache la Crusnes durchschnittene Bassin de la Crusnes im Süden und den älteren Longwybezirk längs der belgisch-luxemburgischen Grenze im Norden. Die Ausdehnung der Minette in dem verhältnismäßig spät erschlossenen Brieybezirk umfaßt 30 000 ha. Bis in die siebziger Jahre des

19. Jahrhunderts hielt man in Frankreich die Minette nur nahe dem Ausgehenden für bauwürdig, bis glückliche Bohrungen in Deutsch-Lothringen auch die Franzosen eines Besseren belehrten. Es ist also deutscher Unternehmungsgeist gewesen, der den Franzosen den Weg zu ihren verborgenen Schätzen gewiesen hat. Der ersten glücklichen Bohrung im Ornetal folgte allerdings das Ersaufen zweier Schächte, bis dann in den neunziger Jahren zwei weitere Gruben mit ihren Schachtbauten glücklicher waren. Dann wurden Briey und Landres (Joudreville) durch weitere Schächte sowie Longwy (letzteres vorwiegend) durch Stollen und nur zum Teil auch durch Tagebau, in den Jahren vor dem Kriege endlich das Crusnesbecken erschlossen.

Über dem grauen Lager findet sich z. B. bei Homécourt (Briey) das rote Lager, unter dem Haupthorizont vielerorts das schwarze, grüne und braune Lager. Die beiden letzten liefern nicht unwesentliche Mengen kieseliger Minette, während das grüne Lager nur lokal (so bei Hayingen) Bedeutung besitzt (s. ob.). Darüber, daß Frankreich in seinem Departement Meurthe et Moselle mehr Erz besitzt als Deutsch-Lothringen, besteht kein Zweifel. Wie die unten wiedergegebenen

Fig. 8. Schachtbau im Minette-Revier. (Gesamtansicht der Grube von Joudreville.) Das Bild gibt zugleich einen Begriff der Landschaftsform der Hochflächen von Briey und Landres, die nach Osten von dem Steilabfall gegen das Moseltal (Karlstollen), nach Südwesten von dem überhöhenden Steilrande der Côtes Lorraine (Verdun—St. Mihiel) begrenzt wird. Der Förderschacht setzt sich nach links in die Entladungsvorrichtungen und die Anschlußgleise der Bahn fort, welche den Massentransport der Erze ermöglichen. Der *Schachtbetrieb* kennzeichnet die Hochfläche, der *Stollenbetrieb* den Fuß des Steilabfalles zum *Moseltal.*

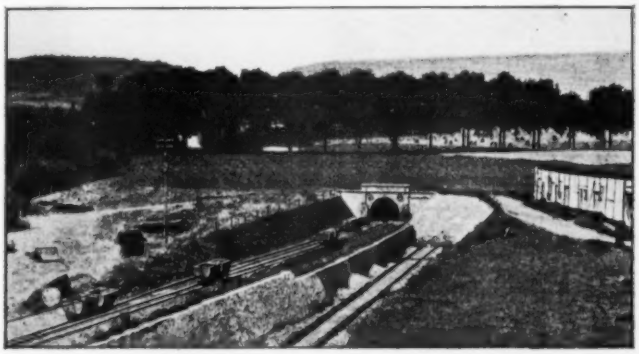


Fig. 9. Stollenabbau im Minette-Revier. Mundloch des Carlstollens der Grube Röchling im Moseltal am Fuß des Steilabfalls des Mittel- und Ober-Dogger, als Beispiel des Stollenbergbaues auf Minette. Nach *Kohlmann.*

Zahlen beweisen, umfaßt von dem insgesamt mehr als 5 Milliarden Tonnen Erzvorrat der französische Anteil einschließlich Nancy gut $^3/_5$, aber auch nur zwischen Longwy und Briey—Conflans knapp $^3/_5$ der gesamten Vorratsmenge.

Auch die Zusammensetzung der französischen Erze wird im allgemeinen günstiger beurteilt als die der deutschen. So sagt Bergassessor *Krecke*[1]):

„Das graue Lager im Bassin de Briey hat ein Erz von ausgezeichneten Eigenschaften für den Hüttenbetrieb und übertrifft in seinem Durchschnittsgehalt, der nahe an 40 % herankommt, die Erze Deutsch-Lothringens und Luxemburgs nicht unerheblich.“ Nach den französischen Fachschriftstellern besitzen die deutschen Erze einen Durchschnittsgehalt von 27 bis 31, die französischen 33 bis 37 %, also im ganzen 6 % mehr.

Auch *Kohlmann*[1]) gelangt nach vorsichtiger Abwägung aller Tatsachen zu dem Schluß: „Französisch-Lothringen besitzt also mehr und besseres Erz als Deutsch-Lothringen.“

Da nun andererseits Frankreich auch vor dem Verlust seines nordfranzösischen Kohlenreviers, d. h. in Friedenszeiten nicht annähernd die Kokskohlen besaß, um seine massenhaften Erze zu verhütten, haben trotz der Ungunst der französischen Berggesetzgebung[2]) deutsche und belgische Hütten

Fig. 10. Hauptförderstrecke in der Grube Joudreville.

Fig. 11. Arbeiterwohnungen der Grube Joudreville.
Beispiel einer modernen, d. h. besseren Anlage der Arbeiterhäuser mit Gärten.

[1]) Glückauf 1910, S. 6.

[1]) 1911, Stahl und Eisen Nr. 11. (Sonderabdruck S. 7.)

[2]) Frankreich gestattet die Erwerbung unbeschränkter Grubenfelder, während das Höchstmaß des Grubenfeldes in Deutschland 200 ha beträgt.

in Frankreich Eigentum erworben. Von den französischen Mutungen standen schon 1911 nach *Kohlmann* 6000 ha zur Verfügung deutscher und 2500 ha im Besitze belgischer Hütten. Allerdings entfällt diese bedeutende Fläche fast ausschließlich auf südwestdeutsche Hüttengesellschaften. Von rheinisch-westfälischen Unternehmungen sind Hörde, Hoesch und Union an der 800 ha großen Konzession Jarny bei Conflans beteiligt; auch *Krupp* besitzt ein kleineres Grubenfeld.

Anderer Art ist die Beteiligung französischer Eigentümer an den Erzgruben Deutsch-Lothringens. Eigentliche französische Gesellschaften sind zwar in Deutsch-Lothringen nicht angesessen, aber der Hauptinhaber der großen Firma de Wendel — nebenbei ein deutscher Reserveoffizier — ist beim Ausbruch des Krieges nach Frankreich desertiert. Ihr deutscher Besitz unterliegt also von Rechts wegen der Beschlagnahme. Nun umfassen die Erzfelder der Firma de Wendel et Co. in Hayingen bei Diedenhofen 6712 ha, die der nah mit ihr verbundenen Firma de Wendel, Burbach Metz & Co. 5137 ha, mit zusammen weit über einer Milliarde Tonnen Erzvorrat! All dieser Reichtum liegt in Deutsch-Lothringen.

Welche Bedeutung hat nun dies reichste bekannte Eisenerzvorkommen der Erde für Deutschland im Weltkriege gewonnen? Es ist zuerst das Eisen als Machtmittel im allgemeinen (3), dann die Bedeutung von Longwy-Briey für Deutschlands Friedensindustrie und Waffenerzeugung (4), sowie endlich seine Wichtigkeit für unsere landwirtschaftliche Produktion und Volksernährung (5) zu erörtern.

(Schluß folgt.)

Die Ergebnisse der neueren Forschung über Atom- und Molekularwärmen.

Von Privatdozent Dr. Erwin Schrödinger, Wien.

(Schluß.)

3. *Die Messungen von Nernst und Lindemann.*

Eine eingehende Prüfung der Einsteinschen Theorie war selbstverständlich nur so möglich, daß man eine größere Zahl von Stoffen, insbesondere auch solchen, welche bei mittlerer Temperatur der Dulong-Petitschen Regel folgen, bei möglichst tiefen Temperaturen untersuchte. Dies ist für eine große Zahl fester Elemente und Verbindungen im Nernstschen Laboratorium in Berlin durch *Nernst, Lindemann* u. a. geschehen. *Nernst* war nämlich unabhängig von *Einstein* durch sein berühmtes Wärmetheorem — auf das näher einzugehen wir uns hier versagen müssen — ebenfalls zu der Schlußfolgerung geführt worden, daß der Energieinhalt und die Atomwärmen der Festkörper bei tiefen Temperaturen sehr klein werden müssen. Dieser anfangs überraschende Schluß hat sich nun bei der großen Zahl der bisher untersuchten Körper (feste Elemente und Verbindungen) ausnahmslos bestätigt.

Für den Diamanten ergeben sich z. B. die extrem kleinen Werte:

$$C_v = 0{,}03 \text{ bei } 86^\circ \text{ abs.},$$
$$C_v = 0{,}00 \text{ bei } 23^\circ \text{ abs.},$$

d. h. bei der letzteren Temperatur ist die zuzuführende Wärmemenge überhaupt nicht mehr meßbar, der Temperaturübergriff hat für diesen Körper bei 23° abs. seine Bedeutung verloren.

In den Fig. 2—4 ist der Verlauf der Atomwärme im Gebiete tiefer Temperaturen für einige Beispiele aus dem reichen Beobachtungsmaterial graphisch dargestellt. Den Fig. 2, 3 liegen Messungen aus dem Nernstschen Laboratorium, Fig. 4 Messungen von *W. H. Keesom* aus dem Kältelaboratorium in Leiden zugrunde. Die Versuchskörper befanden sich in vollkommen luftleer gepumpten Glasgefäßen (um die Temperaturänderung durch Leitung und Konvektion zu verhindern), sie waren auch gegen Strahlung sorgfältig geschützt und durch flüssige Gase gekühlt. Die Zuführung der Wärme geschah auf elektrischem Wege durch einen in den Versuchskörper eingelassenen, stromdurchflossenen Draht; durch die Widerstandsänderung eines zweiten solchen Drahtes wurde die Temperatur gemessen. — In den Figuren stellen die Abszissen die Temperatur in Celsiusgraden (vom absoluten Nullpunkt an gemessen), die Ordinaten die Atom- bzw. Molekularwärme dar, in Bruchteilen des Höchstwertes (3 R bzw. für das zweiatomige KCl 6 R). Die schwarzen Punkte sind die *gemessenen* Werte.

Die ausgezogene Kurve ist jedoch *nicht* die Einsteinsche Formel (11) selbst, da *Nernst* und *Lindemann* gefunden haben, daß eine *genaue* Darstellung der Beobachtungen mit ihrer Hilfe nicht gelingt, wenigstens nicht für *ganz tiefe* Temperaturen. Hier gibt die Einsteinsche Formel *durchwegs zu* kleine Werte, wenn man Θ so wählt, daß der Anschluß für etwas höhere Temperaturen noch gut ist. Die folgende kleine Tabelle mag dies erläutern.

Tabelle 2.
(Kupfer).

T	Atomwärme		
	beobachtet	berechnet nach	
		Einstein $\Theta = 240$	*Nernst-Lindemann* $\Theta = 320$
88	3,38	3,31	3,37
33,4	0,538	0,234	0,600
23,5	0,223	0,023	0,155

Sie enthält in der ersten Spalte drei extrem tiefe Temperaturen, in der zweiten die beobachteten Atomwärmen des Kupfers, in der dritten die nach Formel (11) mit $\Theta = 240$ berechneten Werte. Es wäre natürlich nutzlos, durch Änderung von Θ eine bessere Übereinstimmung bei $T = 23{,}5^\circ$ zu versuchen, weil dadurch die leidlich gute Übereinstimmung bei $T = 88^\circ$ und höheren Werten der Temperatur zerstört würde. — Die letzte Spalte

ist nach einer Formel berechnet, die *Nernst* und *Lindemann* aufgestellt haben, und die in engem Anschluß an (11) lautet:

$$C_v = \frac{3R}{2}\left[\frac{(\Theta/T)^2 \cdot e^{\Theta/T}}{(e^{\Theta/T}-1)^2} + \frac{(\Theta/2\,T)^2\, e^{\Theta/2T}}{(e^{\Theta/2T}-1)^2}\right] \quad (12$$

wobei wieder:

$$\Theta = \frac{N h \nu}{R} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8$$

und N, h, R die bekannten Naturkonstanten, ν oder Θ eine den Beobachtungen anzupassende, für die Substanz charakteristische Größe ist, nämlich die Schwingungszahl ihrer Atome bzw. die daraus abgeleitete „charakteristische" Temperatur[1]). Die Nernst-Lindemannsche Formel (12) ist in Fig. 1 durch die Kurve D (sehr angenähert) dargestellt und liegt auch den ausgezogenen Kurven der Fig. 2 und 3 zugrunde[2]). Der Anschluß ist hier und ebenso in allen anderen Fällen, die wir hier nicht alle anführen können, ein vortrefflicher. Weniger befriedigend ist die *Deutung*, welche die Verfasser dieser Formel gaben. Sie meinten nämlich, es werde nur die kinetische Energie in Quanten $h\nu$ ausgetauscht, die potentielle dagegen in *halben* Quanten $\frac{h\nu}{2}$. Wenn schon die Quantentheorie überhaupt etwas sehr Befremdendes hat und nur durch die ausgezeichneten Erfolge gestützt wird, die sie *auf allen Gebieten der Physik* beinahe täglich erringt, so war die zuletzt genannte Vorstellung völlig unannehmbar.

Dagegen hat *Einstein* selbst auf einen sehr plausiblen Grund für die guten Erfolge der N.-L.schen Formel gegenüber seiner eigenen aufmerksam gemacht. Die letztere würde nämlich dann richtig sein, wenn jedes einzelne Atom ungestört Pendelschwingungen mit *einer ganz bestimmten Schwingungszahl* ν ausführte. In Wirklichkeit rührt aber die Kraft, die es in die Ruhelage zurücktreibt (wie die Schwerkraft das Pendel, die Federkraft die Unruhe), von den anderen Atomen her, den Nachbarn, die *selbst auch wieder Schwingungen ausführen*. Diese Kraft wird also den mannigfaltigsten und unregelmäßigsten Änderungen unterworfen sein, so daß die Schwingungen nicht mit einer bestimmten Schwingungszahl stattfinden werden, sondern gleichsam eine Überlagerung eines ausgedehnten „Spektrums" von Schwingungszahlen bilden werden. Die N.-L.sche Formel trägt dem *angenähert* Rechnung, indem sie ν und $\frac{\nu}{2}$ gleichsam als Repräsentanten dieses Spektrums hervorhebt. Daß dieses rohe Verfahren ausreicht, muß freilich als ein Zufall bezeichnet werden. Oder besser gesagt, es wurde durch Geschick und Intuition *gerade jene* rohe Annäherung gefunden, welche durch die exakte Rechnung, wie wir sehen werden, kaum mehr übertroffen werden konnte.

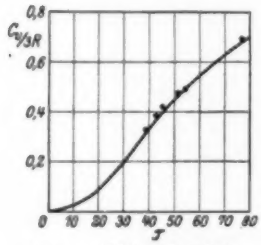


Fig. 2 (Silber $\Theta = 222$).

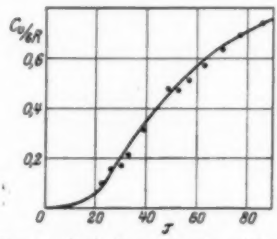


Fig. 3 (KCl, $\Theta_1 = 203$, $\Theta_2 = 232$).

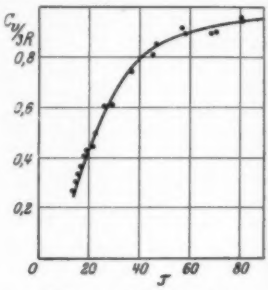


Fig. 4 (Blei, $\Theta = 88$).

4. *Die Theorie von Debye.*

Es lag nun die Aufgabe vor, dieser Vielheit von Schwingungszahlen in exakterer Weise Rechnung zu tragen. Das Resultat war dabei vorgezeichnet, es mußte mit der Erfahrung und darum mit der Nernst-Lindemannschen Formel sehr nahe übereinstimmen. Es wurden *zwei* gangbare Wege gewiesen, der eine von *P. Debye*. Dieser läßt für einen Augenblick alle atomistischen Vorstellungen aus dem Spiel und betrachtet den zu untersuchenden festen Körper als Kontinuum im Sinne der Elastizitätstheorie. In der *Wärmebewegung* sieht er nichts anderes als *eine Überlagerung aller möglichen elastischen Eigenschwingungen* mit regellos verteilten Amplituden und Phasen. Hier wird das Problem zunächst völlig analog dem im Abschnitt 2 besprochenen Problem der Hohlraumstrahlung. Analog zu (6) findet *Debye* an einem Körper vom Volumen V

$$V F \nu^2 \, d\nu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13$$

Eigenschwingungen mit einer Schwingungszahl zwischen ν und $\nu + d\nu$. Dabei ist *die Größe F*, die an Stelle der Größe $\frac{8\pi}{c^3}$ tritt, *eine Funktion der Dichte und der Elastizitätsmoduln*, oder in

[1]) Selbstverständlich erhält man für Θ und ν *verschiedene* Werte, je nachdem man die Formel (11) oder die Formel (12) den Beobachtungen anzupassen sucht.

[2]) Die Verbindung „Kaliumchlorid" wurde dabei so behandelt, als würde es sich nicht um 1 Mol der Verbindung, sondern um je ein Grammatom der Konstituenten Kalium und Chlor handeln. Demgemäß sind auch *zwei* charakteristische Temperaturen Θ_1 und Θ_2 gewählt.

noch strengerer Analogie: eine Funktion der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten elastischer Longitudinal- und Transversalwellen in der betreffenden Substanz. Nach der Elastizitätstheorie wäre nun der Ausdruck (13) für alle, auch für beliebig hohe Schwingungszahlen gültig, und es wären — selbstverständlich — unendlich viele Eigenschwingungen vorhanden. Der atomistischen Struktur des Körpers trägt nun *Debye* in der Weise Rechnung, daß er das durch (13) gegebene elastische „Spektrum" nach oben hin nur soweit erstreckt, daß pro Grammatom $3N$ Eigenschwingungen erreicht werden. So gelangt er zu einer für den Körper charakteristischen *Grenzschwingungszahl*, sagen wir ν_m. Den $3N$ Freiheitsgraden, die unterhalb liegen, wird je der Energiebetrag (7) zugeschrieben, und die Summe der $3N$ Ausdrücke (7) (die jetzt, da Θ nach (8) mit ν variiert, alle verschieden sind) stellt den gesamten Wärmeinhalt des Körpers dar. Die Rechnung weiter im Detail zu verfolgen, würde den Rahmen dieses Aufsatzes überschreiten. Wir führen noch an, daß man aus (13)[1]) für die Grenzschwingungszahl ν_m den Wert findet:

$$\nu_m = \sqrt[3]{\frac{9N}{VF}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14$$

Diese Zahl ν_m spielt in der Debyeschen Theorie in mancher Hinsicht eine ähnliche Rolle, wie früher die Atomschwingungszahl ν. Denn definiert man analog zu (8):

$$\Theta_m = \frac{Nh\nu_m}{R}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15^2)$$

so läßt sich zeigen, daß jetzt C_v wieder lediglich von T/Θ_m abhängt, also für alle Körper den gleichen Verlauf hat, wenn man T in Bruchteilen von Θ_m mißt. Der mathematische Ausdruck für C_v *ist:*

$$C_v = 3R \cdot \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\left(\frac{T}{\Theta_m}\right)}\left[3\left(\frac{T}{\Theta_m}\right)^4 \int_0^{\Theta_m/T} \frac{x^3\,\mathrm{d}x}{e^x - 1}\right] \quad . \quad (16$$

Der Verlauf dieser Funktion (16) ist es, welcher eigentlich durch die Kurve D Fig. 1 gegeben wird. Sie unterscheidet sich von der Nernst-Lindemannschen [s. Gl. (12)] merkwürdigerweise so wenig, daß eine getrennte Darstellung keinen Sinn hätte. Und nicht genug an dem, auch die Werte von ν nach *Nernst-Lindemann* und von ν_m nach *Debye* sind beinahe dieselben.

Von besonderem Interesse ist es aber, daß sich nach (14) und (15) ν_m und Θ_m aus den elastischen und Dichteeigenschaften berechnen lassen. Schon *Einstein* und *Lindemann* hatten versucht, die charakteristische Schwingungszahl ν bezw. Temperatur Θ, die für den Verlauf entscheidend sind, aus anderen Körpereigenschaften vorauszusagen, zum Teil mit recht gutem Erfolg. Doch lieferten die von ihnen gegebenen Formeln entweder nur rohe Größenordnungen, oder sie enthielten noch einen empirisch zu bestimmenden Zahlenfaktor. Dies ist hier nicht der Fall. Die folgende kleine Tabelle:

Element	Charakteristische Temp. Θ_m	
	aus Atomwärme	aus Elast. konst.
Aluminium	396	399
Kupfer	309	329
Silber	215	212
Blei	95	72

zeigt den Grad der Übereinstimmung zwischen den Werten von Θ_m, die aus dem Verlauf der Atomwärmen entnommen bezw. aus den Elastizitätskonstanten berechnet sind. Nach diesem Erfolg kann über die Richtigkeit der Debyeschen Auffassung, wonach Wärme- und elastische Schwingungen wesentlich identisch sind, kein Zweifel mehr bestehen.

Auf einen weiteren Erfolg der Debyeschen Formel sei noch kurz hingewiesen. Für sehr tiefe Temperaturen ergibt sich nämlich aus (16) die überraschend einfache Beziehung, daß die Atomwärme C_v der dritten Potenz von $\frac{T}{\Theta_m}$ direkt proportional ist. So läßt sich aus einer einzigen Messung bei sehr tiefer Temperatur Θ_m mit erheblicher Genauigkeit berechnen, und man findet tatsächlich durchwegs Werte, die mit den oben gegebenen sehr gut übereinstimmen.

5. *Die Raumgittertheorie.*

Auf einem zweiten — sozusagen diametral entgegengesetzten — Wege haben *Born* und *v. Kármán* das Problem gelöst. Sie packen, wenn der Vergleich gestattet ist, den Stier bei den Hörnern, den *Debye* mit dem Lasso der Elastizitätstheorie einfängt. Sie entwickeln eine strenge *atomistische* Theorie des festen Körpers. Die Atome werden in Raumgitterpunkten angeordnet gedacht, Kräfte aufeinander ausübend, die der Entfernungsänderung zwischen Nachbaratomen proportional sind. Aus der genauen Durchrechnung dieses „Modells" folgt nun *einerseits* das *elastische Verhalten, anderseits* als Überlagerung der Eigenschwingungen dieses räumlichen Punktgitters das *thermische Verhalten.* Für den Energieinhalt jeder Eigenschwingung von der Schwingungszahl ν bei der Temperatur T werden natürlich auch wieder die Gleichungen (7) und (8) herangezogen. Der Gesamterfolg ist ein sehr ähnlicher wie bei *Debye;* die Endformel schließt sich — analytisch vollkommen verschieden — praktisch der Nernst-Lindemannschen sehr nahe an. Auch deutliche Beziehungen zum elastischen Verhalten

[1]) Indem man (13) von 0 bis ν_m integriert und das Resultat gleich $3N$ setzt. V bedeutet jetzt das (durchschnittliche) Atomvolumen, d. i. Volumen eines Grammatomes.

[2]) Θ_m ist also derjenige Wert von Θ, der zur Grenzschwingung ν_m gehört.

sind vorhanden, wie bei *Debye*. Von ganz besonderem Interesse ist jedoch die bei einigen Substanzen sehr deutlich hervortretende Beziehung des thermischen zu ihrem *optischen Verhalten*, worauf wir zum Schlusse noch unser Augenmerk richten wollen.

Aus dem Verlauf des Brechungsexponenten für sichtbares Licht in Funktion der Farbe, das ist der Schwingungszahl desselben, kann man bei den meisten durchsichtigen Körpern auf das Vorhandensein von elektrisch geladenen Partikeln mit einer Eigenschwingungszahl *im Ultraroten* schließen; und zwar läßt sich diese Eigenschwingungszahl — eben aus der Dispersion — mit ziemlicher Sicherheit berechnen. Bei einigen Körpern, wie Steinsalz (NaCl), Sylvin (KCl), Flußspat (NaF) ist es aber sogar gelungen, solche Eigenschwingungszahlen *direkt* nachzuweisen, da diese Substanzen, wie zu erwarten, in der Nähe dieser Schwingungszahlen *ein ausgezeichnetes, auswählendes Reflexionsvermögen* besitzen. *Rubens* und *Hollnagel* haben durch wiederholte Reflexionen an solchen Kristallflächen einheitliche Wellenzüge von sehr viel niedrigerer Schwingungszahl als der des sichtbaren Lichtes isoliert und ihre Wellenlängen (bzw. Schwingungszahlen) an geeigneten (im Verhältnis zu den optischen sehr groben) Gittern gemessen.

Es war nun aus mancherlei Gründen wahrscheinlich, daß die genannten Ladungsträger die Atome des Körpers selbst sind. Und da die aus dem Verlauf der Atomwärmen berechnete „charakteristische" Schwingungszahl der Atome in der Tat durchwegs in das ultrarote Gebiet fällt, so hat schon *Einstein* die Vermutung geäußert, daß sie mit jener optischen Eigenschwingungszahl identisch ist. *Nernst* hat dann in der Tat mit gutem Erfolg versucht, direkt die optisch gemessenen Schwingungszahlen zur Konstruktion der Atomwärmenkurve zu benutzen. Z. B. wurden die beiden charakteristischen Temperaturen $\Theta = 203$ und $\Theta = 232$, welche der ausgezogenen Kurve Fig. 3 zugrunde liegen, aus den *optischen* Eigenschwingungszahlen des Sylvins nach der oben erwähnten Formel:

$$\Theta = \frac{N h \nu}{R}$$

berechnet. Wir brauchten dies früher gar nicht zu erwähnen, so gut schließt sich die Kurve den Beobachtungen an, *obwohl zu ihrer Konstruktion keinerlei thermische Messung am Sylvin verwendet wurde.*

Nun mußten wir freilich die Einsteinsche Theorie in ihrer einfachen Form als unhaltbar erkennen und auch in der Formel von *Nernst* und *Lindemann* nur eine grobe Annäherung erblicken. Ja, wir mußten von der Annahme einer ganz bestimmten Atomschwingungszahl abgehen. In der Debyeschen Theorie tritt nur mehr eine obere Grenzschwingungszahl ν_m auf, für die sich freilich zahlenmäßig immer derselbe Wert ergibt, wie für das Nernst-Lindemannsche ν; doch ist eine optische Wirksamkeit dieser oberen Grenze nicht mehr recht einzusehen.

In diesem Punkte gewährt nun die Born-Kármánsche Theorie, welche die Schwingungen des Atomgitters im Detail verfolgt, besseren Einblick. Man gelangt hier nämlich — auf ganz verschiedenem Wege — ebenfalls zu Grenzschwingungszahlen, allerdings für jeden Körper nicht zu *einer*, sondern zu *mehreren*, entsprechend den verschiedenen Fortpflanzungsrichtungen im Gitter und den Arten (longitudinal und transversal) der möglichen Schwingungszustände. Diese Grenzschwingungszahlen bzw. ein Mittelwert aus ihnen bestimmen auch hier wieder, ganz ähnlich wie bei *Debye*, den Temperaturverlauf der Atomwärme. Sie lassen sich, wie bei *Debye*, mit Erfolg aus den Elastizitätsmoduln und der Dichte berechnen. Gleichzeitig stellt sich aber auch heraus, daß in der Tat diesen Grenzschwingungszahlen besonders ausgezeichnete Schwingungszustände entsprechen, welche den Charakter von Eigenschwingungen haben und — sofern die Atome Ladungen tragen — durch auffallende Licht- bzw. Wärmewellen zur Resonanz angeregt, Dispersions- und selektive Reflexionserscheinungen von der oben angeführten Art hervorrufen müssen.

Den Grad der Übereinstimmung der aus elastischen, thermischen und optischen Messungen berechneten Grenzschwingungszahlen wollen wir am Steinsalz zeigen. *Aus den Elastizitätsmoduln und der Dichte* berechnet man nach der Born-Kármánschen Theorie die 4 Schwingungszahlen: 5,45, 4,02, 3,65, 2,84 Billionen pro Sekunde. In der Nähe der *ersten* dieser Zahlen, nämlich bei 6,38 und 5,55 Bill./sec, finden sich *zwei Gebiete auswählender Reflexion*, während dem Mittelwerte der letzten drei (3,50) die Schwingungszahl 3,45 Bill./sec naheliegt, die *aus der Dispersion berechnet wird*. Der *Verlauf der Atomwärme* läßt sich mit der mittleren Schwingungszahl 4,61 Bill./sec sehr gut darstellen.

C. Die Atomwärme der Gase.

Wie unter A erwähnt, ist für Gase die Differenz $C_p - C_v$, die Volumänderungsarbeit, wegen der starken Ausdehnung beträchtlich größer als bei Festkörpern. Sie ist jedoch leicht berechenbar, wenigstens im sog. idealen Gaszustand, wo die Gleichung (3a):

$$p\,V = R\,T \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3a$$

die Beziehung zwischen Druck p, Molekularvolumen V und absoluter Temperatur T darstellt. Denn in diesem Zustande üben die Moleküle keine merklichen Anziehungskräfte aufeinander aus, und die Volumänderungsarbeit ist lediglich Arbeit gegen den äußeren Druck p, und zwar ist sie, wie leicht einzusehen, gleich dem Produkt $p \times$ Volumzuwachs. Wenn man nun T bei konstantem p um 1° C erhöht, so wächst nach obiger Gleichung V um $\frac{R}{p}$, das genannte Produkt ist

daher einfach gleich R, der Gaskonstanten; wir haben:

$$C_p - C_v = R^{1)}.$$

Diese Gleichung wird durch die Erfahrung in der Tat sehr angenähert bestätigt[2]). Wir wollen daher im folgenden wieder stets nur von der Größe C_v sprechen, worunter wir aber jetzt die *Molekular*wärme zu verstehen haben, also die spezifische Wärme von N *Molekülen*. Doch haben wir zu unterscheiden, ob das Molekül aus 1, 2, 3 usw. Atomen besteht, das Gas, wie man sagt, ein-, zwei-, dreiatomig ist.

Für die Molekular- (= Atom-) Wärme C_v der einatomigen Gase folgt aus der Gibbs-Boltzmannschen Theorie ein mit der Erfahrung vollkommen übereinstimmender Wert unter der Annahme, daß die Atommoleküle sich wie Massenpunkte mit nur 3 Freiheitsgraden verhalten. Denn für die mittlere kinetische Energie dieser 3 Freiheitsgrade der fortschreitenden Bewegung folgt aus den Betrachtungen auf S. 540—541 ff. (bes. Gl. 4) der Wert:

$$3f(T) = \frac{3}{2}\frac{R}{N}T$$

pro Molekül. Für N Moleküle also $\frac{3R}{2}T$, was $C_v = \frac{3R}{2} = 3$ cal/° C ergibt. In der Tat hat nun *M. Pier* am *Argon*, das gleich den anderen inerten Gasen einatomig ist, die Atomwärme in dem Temperaturbereich von 273—2620° abs. konstant gleich 2,98 cal/° C gefunden.

Von *zweiatomigen Gasen* haben wir bei mittleren Temperaturen *zwei Gruppen* zu unterscheiden. Die erste Gruppe, zu welcher Chlor, Brom, Jod gehören, hat eine Molekularwärme von $3R = 5{,}95$ cal/° C, also gerade doppelt so groß, wie bei einatomigen Gasen. Das ist aus dem Grunde befremdend, weil dieser Betrag, falls die beiden Atome eines Moleküls gegeneinander *beweglich* sind, von den 6 Freiheitsgraden der beiden Atome allein *an Bewegungsenergie* konsumiert wird; man sollte in diesem Falle aber doch auch noch einen Beitrag der *potentiellen Energie* erwarten, da die Atome mit Kräften aneinander gebunden sein müssen. *Boltzmann* hat angenommen, daß diese Atome gewisse Wirkungssphären haben, *innerhalb* deren sie sich in der Tat frei bewegen können, und daß wechselseitige Kräfte nur *beim Austritt* aus diesen Wirkungssphären auf sehr kurzen Strecken stattfinden. Sie würden sich also, solange sie beisammen sind, so verhalten, als wären sie mittels eines vollkommen biegsamen Bindfadens aneinander gekettet. Dies würde in der Tat den obigen Wert von C_v erklären. Angesichts der ziemlich komplizierten Verhältnisse bei hohen und tiefen Temperaturen, die wir sogleich kennen lernen werden und die heute noch keineswegs mit Sicherheit gedeutet sind, müssen wir jedoch diese Deutung *Boltzmanns* wohl noch zurückstellen.

Eine zweite Gruppe zweiatomiger Gase verhält sich bei mittleren Temperaturen so, als ob entweder 5 Freiheitsgrade nur Bewegungsenergie oder 3 Bewegungsenergie und *einer* beide Energieformen konsumieren würde. Sie haben nämlich eine Atomwärme von $\frac{5}{2}R$ oder 4,96 cal/° C. Hierher gehören die am besten bekannten Gase Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff. *Boltzmann* hat dies dahin gedeutet, daß hier die beiden Atome *starr* miteinander verbunden sind, so daß *Schwingungen der Atome gegeneinander überhaupt nicht* stattfinden. Von den 6 Freiheitsgraden des starren Moleküls sollen ferner nur die *drei* der fortschreitenden Bewegung und *zwei* Drehungen um zwei Achsen, die unter sich und zur Symmetrieachse senkrecht stehen, an dem Energieaustausch teilnehmen. Eine Drehung *um* die Symmetrieachse soll entweder überhaupt nicht stattfinden oder durch die Zusammenstöße nicht geändert werden (ebenso wie beim *einzelnen* Atom die *Drehungen* weder im festen noch im gasförmigen Zustand einen Beitrag zur Atomwärme liefern). Den im zweiten Teil dieser Arbeit entwickelten Anschauungen folgend, werden wir geneigt sein, die „vollkommen starre"[1]) Bindung *Boltzmanns* durch *sehr starke* Richtkräfte zu ersetzen, welche eine *so hohe* Schwingungszahl bewirken, daß der dieser Schwingung zukommende Energiebetrag [siehe oben S. 543, Gl. (11)] bei mittleren Temperaturen noch einen verschwindend kleinen Wert hat und keinen Beitrag zur Molekularwärme liefert. Wenn das richtig ist, so muß sich diese Schwingung bei genügend hohen Temperaturen geltend machen. *Dies zeigte sich nun in der Tat.* Die Molekularwärme des Wasserstoffs und des Stickstoffs, die bei Zimmertemperatur um 5 cal/° C beträgt, nimmt für den Wasserstoff bei 2550° auf 5,72, für Stickstoff bei 2500° auf 5,93 cal/° C zu. Der Verlauf läßt sich unter geeigneten Annahmen über die Schwingungszahl nach der Einsteinschen Theorie sehr gut darstellen.

Vielleicht von noch größerem Interesse ist das Verhalten des Wasserstoffes bei sehr tiefen Temperaturen, das *Eucken* untersucht hat. Fig. 5 zeigt zu den Temperaturen als Abszissen die Atomwärmen dieses Gases zwischen 35° und 300° abs. Temp. als Ordinaten aufgetragen. Augenscheinlich verschwindet der Einfluß der oben erwähnten Rotationen mit abnehmender Temperatur immer mehr und mehr, und *unterhalb 50° abs. verhält sich der Wasserstoff thermisch wie*

[1]) Unter C_p und C_v verstehen wir jetzt bei Gasen immer die *Molekular*wärmen. (Bekanntlich bestehen die Moleküle auch vieler *elementarer* Gase aus *mehreren* Atomen.)

[2]) Die geringen Abweichungen sind unter dem Namen Joule-Thomson-Effekt bekannt und spielen eine Rolle bei der Gasverflüssigung.

[1]) Für *B.* muß die Bindung wirklich *vollkommen starr* sein, bei *beliebig hohen* Richtkräften würde diese mögliche Schwingung noch ihren *vollen* Gleichgewichtswert RT konsumieren, erst bei „unendlich großer" Richtkraft sprungweise gar nichts mehr.

ein einatomiges Gas; es nehmen nur mehr die 3 Freiheitsgrade der fortschreitenden Bewegung merklich an der Wärmebewegung teil.

Dieses höchst auffällige Verhalten des Wasserstoffs läßt schlechterdings keine andere Deutung zu als die, daß wir im Sinne der unter *B* entwickelten Planck-Einsteinschen Theorie *auch Drehungen als Schwingungen von bestimmter Schwingungszahl aufzufassen haben,* wobei als Schwingungszahl jedenfalls die Zahl der Umdrehungen pro Sekunde anzusehen ist. Diese Auffassung ist nicht ganz so befremdend, wie sie im ersten Augenblick scheint. In der Tat würde ja ein rotierendes Molekül mit der Strahlung in Wechselwirkung treten, wenn z. B. seine beiden Atome entgegengesetzte elektrische Ladungen trügen. Wäre dies der Fall, so *müßte* sich der Planck-Einsteinsche Gleichgewichtswert für die Energie einstellen, weil es sonst mit der *Strahlung* nicht im Gleichgewicht sein könnte. Derselbe Wert muß sich dann aber auch bei der Wechselwirkung mit anderen Molekülen,

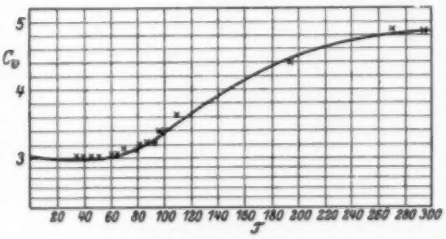


Fig. 5 (Wasserstoff).

wobei die Ladungen keine Rolle spielen, und folglich auch beim ungeladenen Molekül einstellen. Das Auffällige an der Sache ist nur, daß wir es hier nicht mit einem schwingenden Gebilde *bestimmter Schwingungszahl* zu tun haben, wie in allen früheren Fällen, sondern letztere, d. h. die Umlaufszahl, kann *beliebige* Werte annehmen.

Gerade dieser Umstand bietet nun auch bei der Durchführung dieses Gedankenganges einige Schwierigkeit. Wir können nämlich bei einer bestimmten Temperatur T den Gleichgewichtsenergiewert, der auf die 2 Freiheitsgrade der Drehung des Wasserstoffmoleküls entfällt, nach Gl. (7) und (8) erst berechnen, wenn wir die Umdrehungszahl ν kennen. Diese selbst aber wechselt mit dem Betrag der Rotationsenergie. Es entsteht dadurch für die Fortführung der Theorie eine gewisse Freiheit, und in der Tat sind von *Planck, Nernst, Ehrenfest, Einstein* und *Stern* verschiedene Wege betreten worden, die alle zu einer mehr oder weniger guten Aufklärung des in Fig. 5 dargestellten Verlaufes der Molwärme des Wasserstoffs führen.

Wir wollen auf diese Verhältnisse nicht näher eingehen, da sie noch keineswegs geklärt sind. Nur auf einen wichtigen Punkt sei noch hingewiesen.

Der neue Gesichtspunkt, von dem aus wir auch die Rotation als eine Art Schwingung auffassen, welche an Bewegungsenergie nicht den Boltzmannschen Wert $\frac{1}{2}\frac{RT}{N}$, sondern nur die Hälfte[1]) des Wertes (7) annimmt, dieser Gesichtspunkt, sage ich, liefert uns erst eine sichere Begründung für die bisher durchgehend festgehaltene Annahme, daß sich *das einzelne Atom* wie ein Massenpunkt verhält, d. h. nur 3 Freiheitsgrade hat wie dieser und keiner Drehungen fähig ist. Diese etwas gezwungene Annahme, die durch den tatsächlichen Wert der Atomwärme der festen Körper und einatomigen Gase unumgänglich notwendig gemacht wurde, läßt sich jetzt nach Ausdehnung der Planck-Einsteinschen Theorie auf die Rotationen dahin modifizieren, daß Drehungen nicht unmöglich, die *Trägheitsmomente der Atome* aber *außerordentlich klein* sind. Denn sei J das Trägheitmoment, ν die Umdrehungszahl, also $2\pi\nu$ die Winkelgeschwindigkeit um eine Achse, so ist die kinetische Energie der Drehung bekanntlich $\frac{J(2\pi\nu)^2}{2}$. Damit diese Energie einen bestimmten Betrag erreiche, muß ν um so größer sein, je kleiner J ist. Wir müssen uns nun J so klein denken, daß (bei allen zugänglichen Temperaturen) schon zur Erreichung kleiner Bruchteile des Gleichgewichtswertes der Energe $\frac{1}{2}\frac{RT}{N}$ sehr hohe Umdrehungszahlen ν erforderlich sind, und zwar *so* hohe ν, daß die Energie nicht weiter wachsen kann, *weil einer so hochfrequenten Koordinate nach den Formeln* (7) *und* (8) *nur ein verschwindend kleiner Bruchteil des Gleichgewichtswertes* $\frac{1}{2}\frac{RT}{N}$ *entspricht.* Dann ist erklärlich, daß diese Drehungen der einzelnen Atome, da sie an der Wärmebewegung nur so schwach teilnehmen, keinen Beitrag zur Atomwärme liefern, so daß es den Anschein hat, als würden sie überhaupt nicht existieren.

Ganz dasselbe gilt natürlich bezüglich der Drehung um die Symmetrieachse bei einem Sauerstoff-, Wasserstoff-, Stickstoffmolekül im Gaszustand. Auch hier sehen wir, daß diese Drehung nicht merklich an der Wärmebewegung teilnehmen kann, da sie keinen Beitrag zur Molekularwärme liefert. In der Tat ist nun das Trägheitsmoment bezüglich *dieser* Achse (der *Verbindungslinie* der beiden Atome) einfach gleich der Summe der Trägheitsmomente der Atome, also doppelt so groß wie diese. Bezüglich einer dazu senkrechten Achse muß es, wie wir sahen, größere Beträge haben, und das ist ganz plausibel, wenn der Abstand zwischen den Atomen viel größer ist als die Lineardimensionen des Raumes, auf welchen der größte Teil der Masse des einzelnen Atoms konzentriert ist.

---

[1]) Die *Hälfte,* weil es eine potentielle Energie der Drehung offenbar nicht gibt.

D. Die Atomwärme flüssiger Körper.

Zum theoretischen Verständnis des Wertes und der Temperaturveränderlichkeit der Atomwärme von Flüssigkeiten sind bis jetzt kaum noch Ansätze vorhanden. Wir haben natürlich die Überzeugung, daß die Grundsätze und Anschauungen, zu denen die Untersuchung der Festkörper und Gase geführt hat, auch hier für den Verlauf bestimmend sein werden. Aber der Aufstellung einer brauchbaren Theorie stehen hier bedeutende Schwierigkeiten entgegen, u. a. die, daß uns die innere Struktur der Flüssigkeiten bis jetzt noch am wenigsten bekannt ist. Die Moleküle der Flüssigkeiten bestehen aus *verschiedenen*, zum Teil ziemlich hohen Atomzahlen, und das Zahlenverhältnis der verschiedenen Molekülarten wechselt mit der Temperatur in einer noch nicht genügend bekannten Weise.

Wir begnügen uns daher, hier festzustellen, daß die Atomwärme bzw. Molwärme im flüssigen Zustand sowohl bei Elementen als bei Verbindungen von derselben Größenordnung ist und sich in denselben Grenzen bewegt, wie im festen und gasförmigen Zustand. Mit zunehmender Temperatur nimmt sie meistens zu, oft sogar ziemlich stark, zuweilen aber auch ab (z. B. beim flüssigen Quecksilber).

Besprechungen.

Becher, Erich, Die fremddienliche Zweckmäßigkeit der Pflanzengallen und die Hypothese eines überindividuellen Seelischen. Leipzig, Veit & Co., 1917. 149 S. Preis geh. M. 5,—, geb. M. 6,50.

Daß die Gallen der Pflanzen Gebilde sind, welche der Entwicklung des sie erzeugenden fremden Organismus förderlich sind und schon dadurch, daß sie einen Parasiten der Wirtspflanze fördern, für diese selbst schädlich sind, kann auch von demjenigen, der teleologischen Deutungen gegenüber Skepsis bewahren zu müssen für richtig hält, nicht bestritten werden. Auch nach Ausschaltung aller derjenigen Fälle, in welchen die Lust am Deuten und die Freude an der Konstruktion verwunderlicher symbiotischer Beziehungen die Autoren alle Vorsicht und alles Maß haben vergessen lassen, bleiben noch genug Tatsachen übrig, die das „Entgegenkommen" der Wirtspflanze ganz erstaunlich erscheinen lassen müssen. Mit ihnen vorzugsweise beschäftigt sich der biologische Teil des vorliegenden Buches, in dem der Verfasser zunächst seine Leser über die Art der Beziehungen zwischen Gallentier und Wirtspflanze aufklärt. Das Material für seine Darlegungen entnimmt er zumeist den in den letzten Jahren erschienenen Gallenlehrbüchern. Für die Beurteilung des Nutzens, den die Gallentiere von dem Zezidium haben, und des Schadens, der den Wirtspflanzen aus der Produktion der Gallen erwächst, sei noch nachgetragen, daß bei den „fakultativen Gallen" Zezidozoen am Werke sind, deren zezidogene Kraft nicht selten — aus noch unbekannten Gründen — versagen kann; dann unterbleibt die Gallenbildung. Das Tier aber entwickelt sich dennoch — ein Umstand, der uns die Bedeutung, die vermeintliche Unentbehrlichkeit des mit der Galle für den Parasiten Gebotenen in besonderem Licht erscheinen läßt. Welchen Umfang der Schaden annimmt, der den die Gallen tragenden Pflanzen aus der Produktion jener stoffreichen Wucherungen erwächst, ist schwer zu beurteilen; immerhin sei daran erinnert, daß selbst ein Übermaß von Zynipidengallenproduktion auch für schwächliche Wirtspflanzenexemplare nicht so deletär ist, wie die Ustilagogallen für den Mais oder gar die zur Gallenproduktion unfähigen Rostpilze für unsere Getreidearten.

Der zweite philosophische Teil des Buches sucht nach einer Erklärung für den seltenen und an den Gallen sinnfällig demonstrierten Fall „fremddienlicher Zweckmäßigkeit". Die Schwierigkeiten, die der Erklärung des Zustandekommens dieser Art von Zweckmäßigkeit im Wege stehen, sind schon oftmals anerkannt worden. Verfasser geht die verschiedenen Prinzipien und Lehren, die eine Erklärung vermitteln könnten, der Reihe nach durch und findet weder in seinem „Ausnutzungsprinzip" oder dem Zuchtwahlprinzip — noch im Lamarckismus und Psycholamarckismus, noch in Schopenhauers Lehre befriedigende Hilfe. Am ehesten verwertbar scheinen dem Verfasser *Bergsons* Gedankengänge zu sein; im Schlußabschnitt findet er, daß die Annahme eines *überindividuellen Seelenwesens*, das in den Wirtspflanzen *und* den Parasiten wirksam ist, die Erscheinungen der fremddienlichen Zweckmäßigkeit am besten erkläre.

Der Naturforscher wird von des Verfassers Ergebnissen schwerlich sich befriedigt fühlen können, da diese von Dingen sprechen, die naturwissenschaftlicher Forschung sich entziehen, anderseits auch mittelbar zur Forschung nicht anregen, vielmehr sogar zu einem vorzeitigen Verzicht auf erneute Inangriffnahme der Probleme verführen können. *E. Küster, Bonn.*

Über dies Buch muß neben dem naturwissenschaftlichen Fachmann auch der Philosoph urteilen, nicht, weil ein Philosoph es geschrieben, sondern weil sein Problem und dessen Lösung ein philosophisches ist. Das Tatsächliche an der Arbeit ist durch die Besprechung von *Küster* genügend gewürdigt und den Lesern mitgeteilt worden. Mit großer kritischer Vorsicht, die *Becher* in all seinen Arbeiten besonders auszeichnet, geht der Verf. dann vor, indem er alle möglichen Erklärungen für das Zustandekommen der fremddienlichen Gallenzweckmäßigkeit durchmustert. Nur einzelne Fälle der Zweckmäßigkeit erscheinen „entwicklungsmechanisch" genügend erklärt — unsere Aufgabe aber ist es, die Gründe für die ganze Fülle der komplizierten Zweckmäßigkeiten aufzuweisen (S. 83). Da bietet sich uns das „Ausnutzungsprinzip" dar — es leistet tatsächlich einiges zur Erklärung. Wie aber sollen wir das Auftreten ganz neuartiger Bildungen, die den normalen Wirtspflanzen vollkommen fehlen, begreifen? (S. 89). Wie sind die Pflanzen zu Potenzen für ganz fremdartige, anderen Wesen dienende Gebilde gelangt? Kann uns das Selektionsprinzip helfen? Nein, es versagt völlig — denn wie soll eine Selektion fremddienlicher Potenzen entstehen? Ist es etwa nützlich für die Pflanze, wenn sie die Galle in vielfacher Weise vor Tierfraß schützt? (S. 95, 101). Wir müssen uns an Lamarckismus und Psycholamarckismus wenden — aber auch sie bringen es bisher nur zur Erklärung selbstdienlich zweckmäßiger Reaktionen (S. 105). Begreifen aber müssen wir als denkende Wesen diese seltsame Erscheinung — darum müssen wir eine hypothetische Erweiterung des Psycholamarckismus wagen. Wir müssen annehmen, daß die Wirtspflanze es *lustvoll empfindet*, wenn eine ihrer „Probierreaktionen" für den Parasiten zweck-

dienlich ausfällt. Bei dem innigen Zusammensein konnte sich der Protoplasmazustand des Wohlbefindens beim Parasiten auf den des Wirtes übertragen und ein Lustempfinden auslösen (S. 106, 108). Woher nun das Lustempfinden? Ein Versuch der Antwort führt uns weiter ins Hypothetische, weil Metaphysische — wer da *Becher* nicht folgen will, nun, der verzichtet eben auf den Versuch des Begreifens — das ist letzten Endes intellektuelle Temperamentssache. Aber man wird bei diesen kritisch abgewogenen Hypothesen nicht behaupten dürfen, daß sie die Forschung irgendwie beengen und hindern — im Gegenteil: jede gute Hypothese hilft der exakten Forschung, und diese ist „gut", weil sie uns ein großes Tatsachengebiet einheitlich begreifen lehrt. Der Grund des „Altruismus" der Wirtspflanze liegt vielleicht in dem Vorhandensein eines überindividuellen Seelischen, das in alle Einzelwesen hineinragt und sich in besonderen Fällen als Abgestimmtheit der Einzelwesen aufeinander kundtut. Da nur ein winziger Teil des höheren Seelischen in den Individuen lebt, so begreift sich die Beschränktheit der seelischen Faktoren in ihnen, und diese wieder erklärt die Dysteleologie (132 f.). Sehr richtig sagt *Becher*: „Man mag diese Hypothese aus theoretischen Gründen als zu wenig wahrscheinlich beiseite schieben; man wird sie nicht als metaphysisch oder mystisch prinzipiell ablehnen dürfen" (140). Und aus den Geisteswissenschaften erwachsen dieser Hypothese gewaltigste Stützen, wie wir hinzufügen können. Drum sei das Philosophische in *Bechers* Werk dringend der Beachtung empfohlen.

Otto Braun, Münster i. W.

Lundegårdh, Henrik, Physiologische Studien über die Baumarchitektonik. (Kungl. Svenska Vetenskaps-. Akad. Handlingar, Bd. 56, Nr. 3, Stockholm 1916 (in Kommission bei Friedländer & Sohn, Berlin). Preis M. 12,—.

Die vorliegenden Fragmente enthalten zahlreiche Beobachtungen über die den Habitus der Bäume und Sträucher bestimmenden Wachstums- und Verzweigungserscheinungen. Namentlich des Verfassers Betrachtungen über die Wachstum*srichtung* der verschiedenen Teile eines Baumes und seine Versuche, die Entwicklungsmechanik der Kronenbildung usw. zu fördern, zeigen deutlich, wie wenig auf die hierbei angeschnittenen Fragen zurzeit noch geantwortet werden kann, und was für Schwierigkeiten der experimentellen Unterscheidung der durch Autotropismus, Geotropismus und autononastische Krümmungen bewirkten Wachstumserscheinungen im Wege stehen.

Das Studium der zwischen den Trieben eines Individuums bestehenden Korrelationen führt den Verfasser zu dem Satze, daß die Wirkungen der Zweige aufeinander sich nicht kontinuierlich äußern, sondern fast allein im Knospenzustand; „der Baum summiert während der Vegetationsperiode sozusagen alle Neuigkeiten und Verluste und macht während des Winters einen „Organisationsplan" auf, welcher dann in seinen Hauptzügen während der kurzen Wachstumsperiode im Frühling befolgt wird."

Ebenso wie diese Folgerung hätte z. B. auch die andere, daß im allgemeinen das Wachstum der Seitentriebe nicht im gleichen Maße von äußeren Bedingungen abhängt, wie das der Hauptsache, eine eingehende Erörterung verdient.

Die Phasen in der Entwicklung eines Baumes und einer Baumkrone werden dadurch bestimmt, daß jeder Sproß eine große Periode des Wachstums durchmacht; die Periodizität ist eine autonome. Die Wandlungen, die z. B. das Profil eines Fichtenbaumes während seines Heranwachsens durchmacht, und andere Erscheinungen werden hierdurch erklärt, z. B. das Entstehen derjenigen Laubkronen, die nicht mehr von *einem* Hauptast beherrscht erscheinen, sondern den Eindruck einer Vielzahl miteinander wetteifernder Zweige machen und schließlich die Auflösung des Gesamtlaubwerkes in mehreren „Kleinkronen" vorführen.

Von den Wachstum und Gestaltung der Bäume bestimmenden äußeren Faktoren wird namentlich der Wind wiederholt eingehend gewürdigt.

E. Küster, Bonn.

Fitting, Hans, Die Pflanze als lebender Organismus. Jena, Gustav Fischer, 1917. 44 S. Preis M. 1,50.

In dieser akademischen Rede stellt *Fitting* nach einer geschichtlichen Einleitung die Gründe zusammen, die gegenüber der Auffassung, die in der Pflanze ein aus mehr oder weniger selbständigen Teilen bestehendes Ganzes oder einen „Zellenstaat" sah, neuerdings mehr und mehr dazu geführt haben, die Gewächse als organische Individuen aufzufassen. Der Begriff des Einzelwesens, wie er von der Erscheinung des Menschen und der höheren Tiere abgeleitet war, paßte nicht auf die Pflanze, die nach Verlust beträchtlicher Teile weiterlebt, und deren abgeschnittene Zweige und selbst Blätter und Wurzelstücke vielfach unter günstigen Umständen sich zu neuen, vollkommenen Pflanzen ausgestalten können. Daher war es begreiflich, daß man die Gewächse bis in die Mitte des 19. Jahrhunderts als „Gesellschaftsverbände von Zweigen" ansah. Dem ist entgegen zu halten, daß zur Gesamtheit der Pflanze auch die Wurzeln gehören, die als Stecklinge behandelte Teile zwar neu bilden können, aber nicht von vornherein besitzen.

Ein Anstoß, die Pflanze nicht als ein Individuum, sondern als ein Aggregat anzusehen, wurde auch durch die Zellenlehre gegeben. Man sah in der einzelnen Zelle den „Elementarorganismus". Das Leben der Pflanze, hieß es, spielt sich in den Zellen ab, die jede für sich ein Sonderleben führen und deren gegenseitige Beeinflussung sehr gering und unklar ist (*Schleiden*). Diese Wechselbeziehungen der Zellen, Gewebe und Organe, waren damals eben noch unbekannt und mußten erst genauer studiert werden, ehe ein Wandel in der Grundanschauung eintreten konnte.

Das geschah durch die Entdeckung der feinen Plasmafäden, die die Zellmembranen durchsetzen und Zellkörper mit Zellkörper verbinden, durch die Erforschung der Reizleitungsvorgänge bei den Pflanzen im Anschluß an *Ch. Darwin*, durch das Studium der Wechselbeziehungen zwischen den Organen, wie sie sich bei Versuchen über Regeneration und Transplantation, *Vöchting* und *Goebel*, offenbarten, und endlich durch die geistige Durchdringung aller dieser Probleme, wie sie *Pfeffer* in seiner Pflanzenphysiologie gelang.

So sehen wir heute in der Pflanze eine organische Einheit, als welche sie sich ja auch dem unvoreingenommenen Blicke dartut. Was die Teile verknüpft, sind teils Ernährungszustände, teils gegenseitige chemische Beeinflussung, teils Reizübertragungen im zusammenhängenden lebenden Protoplasma. Der Einzelteil, die Einzelzelle sind niemals ganz selbständig und erleiden bei der Herauslösung aus dem Ganzen Störungen, die vielfach selbst ihren Tod bedingen.

E. G. Pringsheim, Halle.

Für die Redaktion verantwortlich: *Dr. Arnold Berliner*, Berlin W 9.
Verlag von Julius Springer in Berlin W 9. — Druck von H. S. Hermann in Berlin SW.

en
t;
ie
es
en
er-
ot-
er
nd
in

be-
ler

us.
50,
ch
m-
ze
be-
er-
Ge-
Der
ng
ar,
ht-
ige
ter
nen
eif-
des
rei-
Ge-
die
nen,

um,
rch
nen
der
die
gen-
ist
Ge-
nnt
ein
e.
nen
und
Er-
zen
der
sich
ion,
urch
wie

sche
ein-
ipft,
che-
zu-
zel-
und
run-

lc.